



ФИЗИКА PHYSICS

УДК 539.2,539.19

МЕХАНИЗМЫ ПРОВОДИМОСТИ В ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ, ПОЛУЧЕННЫХ АНОДИРОВАНИЕМ КРЕМНИЯ

MECHANISMS OF CONDUCTIVITY IN SURFACE LAYERS OBTAINED BY SILICON ANODIZATION

В.С. Захвалинский, А.Н. Хмара, Л.В. Борисенко
V.S. Zakhvalinskii, A.N. Khmara, L.V. Borisenko

Белгородский национальный исследовательский университет, Россия, 308015, г.Белгород,
ул. Победы, 85

Belgorod National Research University, 85 Pobedy St, Belgorod, 308015, Russia

E-mail: zakhvalinskii@bsu.edu.ru

Аннотация

Методом электрохимического травления (анодирования) кремния в безводных электролитах на основе HF были получены поверхностные слои аморфного/пористого кремния. Были исследованы температурные зависимости электропроводности на постоянном токе и частотные зависимости электропроводности поверхностных слоёв и емкости гетероструктур в диапазоне температур 20 – 320 К, а также вольтамперные характеристики (ВАХ) структур Al/ПК/p-Si/Al. Установлены механизмы проводимости на постоянном токе и их параметры. Для рассмотренных образцов энергия активации E_a принимала значения 0.114 эВ и 0.48 эВ. На низких температурах наблюдалась 2D прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по Мотту и по Шкловскому-Эфросу, соответственно. На переменном токе наблюдался перенос заряда по локализованным состояниям в хвосте зоны проводимости по механизму прыжковой проводимости с коррелированным барьером. Величина характерной энергии W_m при $T = 300\text{K}$ составляла 0.1 эВ и 0.132 эВ, соответственно, и линейно зависела от температуры, время релаксации τ_0 имело порядок 10^{-5} с и практически не зависело от температуры. Путем анализа ВАХ были получены энергетические зависимости плотности распределения локализованных состояний.

Abstract

The surface layers of amorphous/porous silicon were obtained by electrochemical etching (anodizing) of silicon in anhydrous electrolytes based on HF. Were obtained the temperature dependences of the electrical conductivity at a constant current and the frequency dependences of the electrical conductivity and capacitance in the temperature range 20-320 K, as well as the current-voltage characteristics of the obtained Al/PS/p-Si/Al structures. Were established the mechanisms of DC conductivity and their parameters. For the samples considered, the activation energy E_a assumed values of 0.114 eV and 0.48 eV. At low temperatures was observed a 2D hopping conductivity with a variable range hop by the Mott and by the Shklovsky-Efros, respectively. At an alternating current, charge transfer was observed over localized states in the tail of the conduction band by the mechanism of hopping conductivity with a correlated barrier. The characteristic energy W_m at $T = 300\text{K}$ was 0.1 eV and 0.132 eV, respectively, and it was linearly dependent on the temperature, the relaxation time τ_0 was of the order of 10^{-5} s and was practically independent of temperature. By analyzing the I-V characteristic were obtained the energy dependences of the distribution density of localized states.



Ключевые слова: анодирование, аморфный кремний, прыжковая проводимость, локализованные состояния

Keywords: anodizing, amorphous silicon, hopping conductivity, localized states

Введение

Аморфный кремний (α -Si) – это перспективный материал для изготовления дешевых и эффективных солнечных батарей (максимальный к.п.д. $\sim 13\%$ [1-6]), а также анодов с высокой удельной емкостью для литий-ионных батарей [7-9] (теоретическая удельная емкость составляет $\sim 4212 \text{ мА} \cdot \text{ч} \cdot \text{г}^{-1}$). Традиционно α -Si получают разложением силана SiH_4 в тлеющем разряде, магнетронным напылением, термическим вакуумным напылением, термическим разложением силана SiH_4 . Так же применяется электрохимическое осаждение кремния из растворов его соединений. По сравнению с другими методами этот метод является более дешевым, ресурсосберегающим и энергоэффективным [10 - 14]. Как показало изучение существующих публикаций транспортные свойства аморфного кремния, полученного электрохимическим осаждением, изучены недостаточно, что затрудняет получение материала по упомянутой технологии и практическое применение аморфного кремния.

Целью настоящей работы было исследование механизмов электропроводности на постоянном и переменном токах и нахождение распределения плотности локализованных состояний по энергии для поверхностных слоев, полученных анодированием кремния.

Эксперимент

Поверхностные слои были получены электрохимическим травлением пластин кремния p -типа марки КДБ-2 с кристаллографической ориентацией (100). Перед травлением на неполированную сторону кремния, предварительно очищенную химическим травлением от слоя оксида кремния, методом термического вакуумного напыления наносилились пленка алюминия и, поверх нее, пленка серебра. Для создания надежного омического контакта пленки отжигались в вакуумной печи при 450°C в течении 30 минут. Затем образцы крепились при помощи серебряного проводящего клея на держатель из нержавеющей стали, а торцы образцов защищались парафином.

Для травления использовались электролиты двух составов:

А – ($\text{HF}(48\%):\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} = 1:1$), В – ($\text{HF}(48\%):\text{C}_3\text{H}_7\text{OH} = 1:1$). Травление проводилось в режиме постоянного тока при перемешивании электролита мешалкой, падение напряжения на электрохимической ячейке составляло порядка 1.2 – 1.8 В. Условия получения образцов (плотность тока, время травления) приведены в таблице 1.

Таблица 1

Table 1

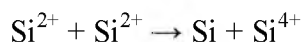
Условия получения образцов
Conditions for preparation of samples

п\п	Состав электролита	J , $\text{мА}/\text{см}^2$	T , мин	Толщина поверхностного слоя, $\mu\text{м}$
№1	$\text{HF}(48\%):\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} = 1:1$	20	40	$19,3 \pm 0,2$
№2	$\text{HF}(48\%):\text{C}_3\text{H}_7\text{OH} = 1:1$	15	40	$4,4 \pm 0,1$

В диапазоне температур от 20 до 320К для полученных образцов были измерены температурные зависимости удельной электропроводности на постоянном токе и частотные зависимости удельной электропроводности и емкости слоев. Также при $T = 300\text{K}$ были получены вольт-амперные характеристики (ВАХ) при наличии и отсутствии освещения.

Результаты и их обсуждение

Как видно из рис. 1, б, поверхностный слой образца № 1 представляет собой пористый кремний, полностью заполненный вторичным аморфным кремнием, образованным по реакции диспропорционирования [15]:



и электрохимического осаждения из растворенных ионов $[\text{SiF}_4]^{2-}$ и $[\text{SiF}_6]^{2-}$:

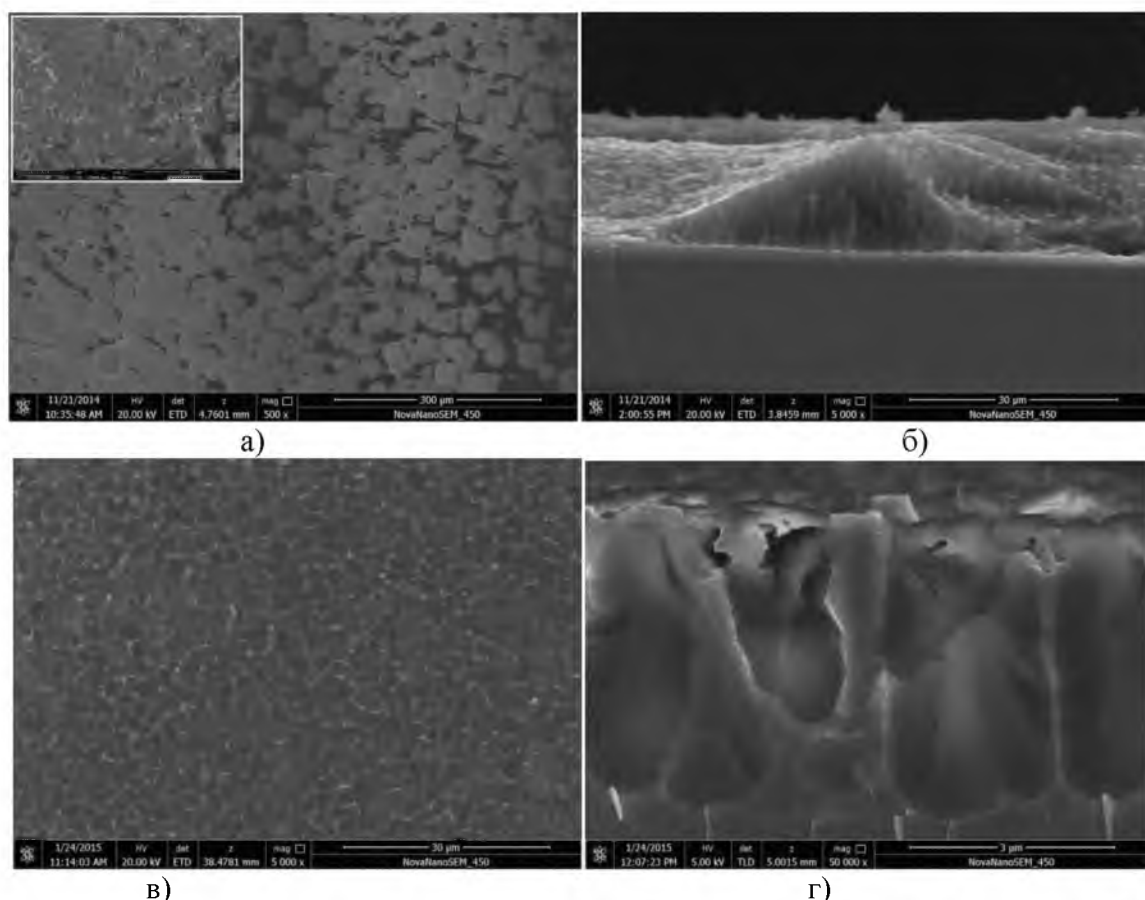
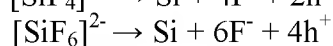
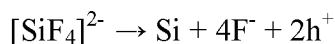


Рис. 1. Изображения поверхности (а, в) и скола (б, г) образцов №1 и №2

Fig. 1. Images of a surface (a, в) and chip (б, г) samples No. 1 and No. 2

Как показали исследования образца №2 (рис.1, г), поверхностный слой представляет собой пористый кремний, покрытый сверху поверхностной аморфизированной пленкой (ПАП) [16, 17], которая образуется благодаря тем же реакциям.

На рисунке 2 приведены результаты экспериментального исследования температурной зависимости удельного сопротивления полученных образцов.

В области температур выше 120К и 220К для образцов №1 и №2, соответственно, наблюдается активационный тип проводимости, описываемый выражением:

$$\rho(T) = \rho_0 \exp[E_A / (kT)], \quad (1)$$

где ρ_0 – предэкспоненциальный множитель, E_A – энергия активации, k – постоянная Больцмана.



При меньших температурах наблюдалась прыжковая проводимость, описываемая законом Мотта [18]:

$$\rho(T) = AT^m \exp(T_0 / T)^p, \quad (2)$$

где A – константа, T_0 – характеристическая температура, показатели степени m и p зависят от механизма прыжковой проводимости.

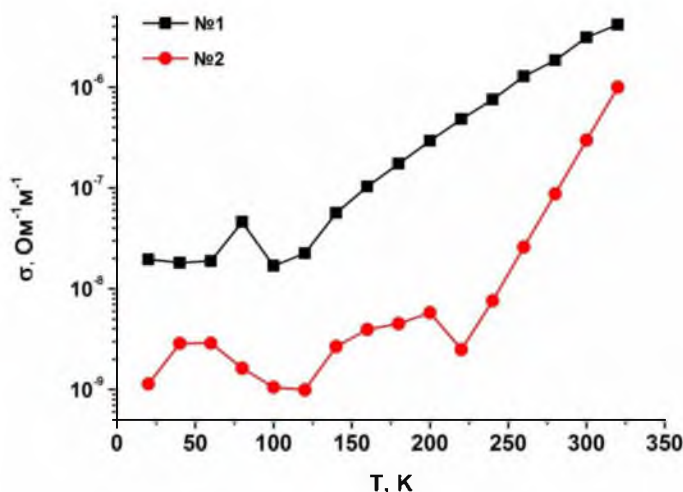


Рис. 2. Температурная зависимость удельной электропроводности образцов

Fig. 2. Temperature dependence of specific conductivity of samples

Значение T_0 в уравнении (2), в зависимости от типа проводимости, может быть записано в виде:

$$T_{0M} = \frac{\beta_M}{kg(\mu)a^3}, \quad T_{0SE} = \frac{\beta_{SE}e^2}{\kappa ka}. \quad (3)$$

Здесь $g(\mu)$ – плотность локализованных состояний (ПЛС) вблизи уровня Ферми μ , a – радиус локализации носителя заряда, κ – диэлектрическая проницаемость, $\beta_M = 21$, $\beta_{SE} = 2,8$ [18].

Для прыжковой проводимости по ближайшим соседям (ППБС) $p = m = 1$. Для прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка (ПППДП) по Мотту степень p описывается формулой:

$$p = 1/(D+1), \quad (4)$$

где D – топологическая размерность, тогда как для ПППДП по механизму Шкловского-Эфроса (ШЭ) $p = 1/2$. Показатель степени m , в свою очередь, зависит от p , и для различных волновых функций и значений параметра Γ может принимать следующие значения [19]:

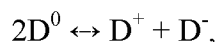
$$\begin{aligned} m &= p \text{ для } \Gamma \ll 1 \text{ и } \psi(r) \sim \exp(-r/a) \\ m &= -3p \text{ для } \Gamma \ll 1 \text{ и } \psi(r) \sim r^{-1} \cdot \exp(-r/a) \\ m &= 8 - 7p \text{ для } \Gamma \gg 1 \text{ и } \psi(r) \sim \exp(-r/a) \\ m &= 8 - 11p \text{ для } \Gamma \gg 1 \text{ и } \psi(r) \sim r^{-1} \cdot \exp(-r/a) \end{aligned} \quad (5)$$

Тип механизма прыжковой проводимости определяется подгонкой экспериментальных зависимостей $\rho(T)$ в координатах $\ln(\rho(T)/T^m) - 1/T^p$ для разных комбинаций p и m .

Параметры активационной и прыжковой проводимости, полученные из подгонки, приведены в табл. 2. У образца №1 с энергией активации $\sim 0,1 E_g$ наблюдается двумерная прыжковая проводимость по Мотту, тогда как для образца №2 с энергией активацией порядка $\sim E_g/2$ наблюдалась прыжковая проводимость по механизму Шкловского-Эфроса.



Это можно объяснить тем, что у образца №2 уровень нейтральных дефектов D^0 расщепляется на два уровня – D^+ и D^- :



что приводит к закреплению между ними уровня Ферми. В результате этого плотность состояний около уровня подчиняется квадратичному закону (кулоновская щель), что и приводит к прыжковой проводимости по Шкловскому-Эфросу.

Таблица 2

Table 2

Параметры активационной и прыжковой проводимости
Parameters of activation and hopping conductivity

п/п	Температурный диапазон АП	E_a , эВ ($T = 300K$)	Температурный диапазон ПП	p	m	T_0 , K	Примечание
№1	$> 120 K$	0.114 ± 0.031	$< 60 K$	$1/3$	-1	909	$\psi(r) \sim r^{-1} \cdot \exp(-r/a)$, $\Gamma < 1$, $D = 2$
№2	$> 220 K$	0.48 ± 0.11	$< 200 K$	$1/2$	$9/2$	3470	$\psi(r) \sim \exp(-r/a)$, $\Gamma > 1$, $D = 3$

Частотные зависимости $C_p - R_p$ измерялись с помощью RLC-метра Актаком АМ-3026 в диапазоне частот от 20 Гц до 1 МГц и температурах от 20 до 320 К (с шагом в 20 К), образцы охлаждались при помощи сухого гелиевого криостата Janis. Для получения частотных зависимостей $\sigma(\omega)$ будем использовать следующую формулу:

$$\sigma = \frac{d}{R_p S}, \quad (6)$$

где d – толщина образца (слоя ПК), S – площадь образца, R_p – эквивалентное параллельное сопротивление.

Измеряемую удельную электропроводность можно представить в виде суммы удельной электропроводности на постоянном токе и удельной электропроводности на переменном токе, описываемой степенными зависимостями от частоты и температуры [20]:

$$\sigma(\omega, T) = \sigma_0(T) + \sigma_1 \omega^s T^n \quad (7)$$

Если из $\sigma(\omega, T)$ на фиксированной температуре вычесть значение σ_0 на этой температуре, то получим:

$$\sigma_{\omega} = \sigma(\omega, T) - \sigma_0|_{T=const}, \quad (8)$$

Теперь продифференцируем логарифм σ_{ω} по $\ln \omega$:

$$s = \frac{d(\ln \sigma_{\omega})}{d(\ln \omega)}$$

Схожим образом найдем и показатель степени при температуре n . Для этого исключим из σ_{ω} степенную зависимость по частоте:

$$\sigma_{T_i} = \frac{\sigma_{\omega}}{\omega^{s(\omega, T)}} \bigg|_{\omega=\omega_0, T=T_i} = \sigma_1 T_i^n \quad (9)$$

Полученные значения для набора T_i аппроксимируем по температуре, получив функцию $\sigma^T(T)$, продифференцировав логарифм которой по $\ln T$ можно получить температурную зависимость $n(T)$:

$$n(T) = \frac{d(\ln \sigma^T(T))}{d(\ln T)} \quad (10)$$



Полученные значения показателей степени s и n для частоты 1 кГц приведены в табл. 3.

Таблица 3
Table 3

Значения показателей степени s и n для частоты 1 кГц
The values of the exponents s and n for the frequency of 1 kHz

п/п	s ($f = 1$ кГц, 300\200K)	n ($f = 1$ кГц, $T = 200$ K)
№1	0.986\1.026	4.723
№2	0.956\1.052	5.143

Аналогично можно вычислить показатель степени s' если представить частотные зависимости $C(\omega, T)$ в виде суммы емкости на постоянном токе и частотно-зависимой части емкости:

$$C(\omega, T) = C_0(T) + C_1(T)\omega^{s'-1} \quad (11)$$

Показатели степени s и s' связаны между собой следующей зависимостью [20]:

$$s' - s = \left[-\ln(\omega \tau_0) \right]^{-1}, \quad (12)$$

благодаря которой можно оценить время релаксации τ_0 , взяв значения s и s' на одной и той же частоте ω . Для этого выразим из формулы (12) τ_0 :

$$\tau_0 = \frac{1}{\omega_x} \exp\left(\frac{1}{s(\omega_x) - s'(\omega_x)}\right) \quad (13)$$

По значению емкости на постоянном токе можно определить среднюю концентрацию локализованных состояний (ловушек):

$$Q = C(f \rightarrow 0)U_{\text{ср}} \Rightarrow eN_t Sd = C_0 U_{\text{ср}} \\ N_t = \frac{C_0 U_{\text{ср}}}{e S d}, \quad (14)$$

где $U_{\text{ср}}$ – среднее действующее напряжение ($U_{\text{ср}} \approx 0,7$ B), S и d – площадь поверхности и толщина слоя, соответственно, тогда как по значению емкости на высоких частотах (> 1 МГц) можно определить относительную диэлектрическую проницаемость материала слоя:

$$C_\infty = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d} \Rightarrow \varepsilon_\infty = \frac{C_\infty d}{\varepsilon_0 S} \quad (15)$$

Зависимость относительной диэлектрической проницаемости пористых материалов от пористости Π описывается формулой Лихтенеккера:

$$\varepsilon_{\text{пор}} = \varepsilon^{1-\Pi} \quad (16)$$

отсюда:

$$\Pi = 1 - \ln(\varepsilon_{\text{пор}}) / \ln(\varepsilon) \quad (17)$$

где в качестве ε берется значение для кристаллического кремния ($\varepsilon \approx 11,7$).

С помощью времяпролетного метода также были получены значения дрейфовой подвижности μ . Значения ε_∞ , N_t , Π , μ и n_0 при температуре 300K, приведены ниже в табл. 4.

Полученные выше значения времени релаксации τ_0 используются в качестве начальных для подгонки полученных частотных зависимостей $s(\omega, T)$ и $n(T)$ под теоретические зависимости свойственные прыжковой проводимости с коррелированным барьером:

$$s = 1 - \frac{6kT}{W_m + kT \ln(\omega \tau_{0h})} \\ n = 2 - (1 - s) \ln(\omega \tau_{0h}) \quad (18)$$



Таблица 4

Table 4

Дрейфовая подвижность
Drift mobile

п/п	ε_{∞}	П, %	$N_t, \text{см}^{-3}$	$\sigma, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$\mu, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$n_0, \text{см}^{-3}$
№1	8,2	-	$9,62 \cdot 10^{11}$	$3,12 \cdot 10^{-6}$	$4,26 \cdot 10^{-3}$	$4,57 \cdot 10^{15}$
№2	1,67	82	$3,74 \cdot 10^{12}$	$1,58 \cdot 10^{-8}$	$7,18 \cdot 10^{-3}$	$1,38 \cdot 10^{13}$

Модель прыжковой проводимости с коррелированным барьером (ППКБ) была сначала предложена Пайком [21], чтобы интерпретировать данные потерь в пленках окиси скандия и была применена Эллиотом [22], Шимакавой [23] и Прамаником [24] для анализа потерь на переменном токе в пленках халькогенидов. В данной модели перенос носителей заряда происходит посредством прыжков между парами состояний через потенциальный барьер, разделяющий их. Если предположить, что электрон совершает прыжки между положительно заряженными дефектами, то потенциальный барьер для него уменьшится вследствие кулоновского взаимодействия (рис. 3), и, как показал [22] высота барьера W коррелирована расстоянием между состояниями R согласно:

$$W = W_m - \frac{e^2}{\pi \varepsilon \varepsilon_0 R_{12}} \quad (19)$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость материала, и W_m – энергия, требуемая для того, чтобы полностью удалить электрон из состояния.

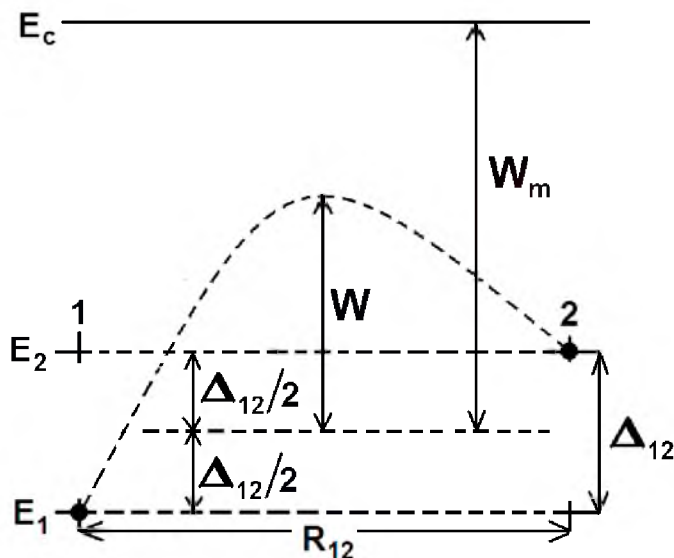


Рис. 3. Параметры для прыжков между состояниями 1 и 2 при наличии коррелированного барьера
Fig. 3. Parameters for jumps between states 1 and 2 in the presence of the correlated barrier

Полученные из подгонки температурные зависимости $W_m(T)$ приведены на рис. 4.

Линейный характер зависимости $W_m(T)$ хорошо объясняется в рамках модели транспорта путем захвата на ловушки и позволяет соотнести эту величину со средней энергией освобождения из ловушки, предложенной Тиджи и Роузом [25] в модели переноса с захватом носителей заряда на ловушки с последующим их тепловым освобождением. Среднее по распределению время нахождения на ловушке равно:

$$\tau_m = \omega_0^{-1} \exp(E_m/k_B T) \quad (20)$$

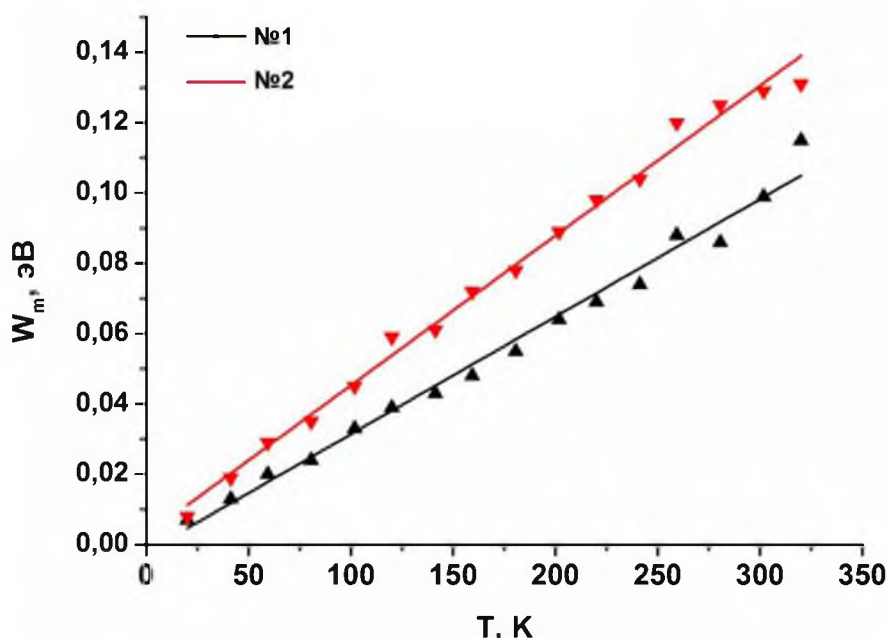


Рис. 4. Температурные зависимости $W_m(T)$

Fig. 4. Temperature dependences

Для экспоненциального распределения ловушек по энергии $N(E) = N_t \cdot \exp[-(E - E_c)/kT_t]$, характерного для хвостов зон, средняя по распределению энергия освобождения из ловушки будет равна:

$$E_m = k_B T_t \ln 2, \quad (21)$$

где T_t – характеристическая температура, определяющая скорость спада концентрации состояний в хвостах зон.

Тогда можно получить выражение для τ_m , подставив (21) в (20):

$$\tau_m = \frac{2}{\omega_0} \exp\left(\frac{T_t}{T}\right)$$

Если использовать время τ_m в качестве характерного времени t , то получим:

$$W_m(T) = k_B T \ln(\omega_0 t) = k_B \cdot T \cdot (\ln 2 + T_t/T), \quad (22)$$

отсюда, если использовать обозначение $A = W_m(T)/k_B \cdot T$, получим выражение для коэффициента пропорциональности A :

$$A = \ln 2 + T_t/T \quad (23)$$

Значения коэффициента A , а также значения W_m и τ_0 приведены в табл. 5. Также можно отметить, что значения T_t полученные по этой формуле для $T = 300\text{K}$ очень близки к значениям T_t полученным из анализа ВАХ в режиме токов, ограниченных объемным зарядом, что говорит о правильности нашего подхода и достаточно хорошем соответствии теории и эксперимента. Также, если учесть то, что величина A является константой, то из этого выражения можно сделать вывод что T_t также является линейной функцией температуры. Поэтому, с уменьшением температуры происходит увеличение скорости спада концентрации состояний и, следовательно, уменьшение глубины залегания хвостов зон.

Также были измерены ВАХ полученных образцов без освещения и при освещении светом с длиной волны 395 – 405 нм (см. рис. 5). Положительная полярность соответствует p-Si в качестве анода и поверхностному слою в качестве катода.

Таблица 5
Table 5

Значения коэффициента A
Values of coefficient A

п/п	W _m , эВ (T = 300K)	τ ₀ , с (T = 300K)	A, 10 ⁻⁴ эВ/К	T _i , К	T _i , К (по ВАХ)
№1	0,100	6,5·10 ⁻⁵	3,343±0,003	955	1058
№2	0,132	2,7·10 ⁻⁵	4,395±0,021	1321	1265

По закону изменения тока от напряжения можно определить вид и параметры распределения плотности ловушек по энергии [26]. Так, участок с квадратичной зависимостью тока от напряжения вида:

$$J = A \cdot U^2,$$

где $A = 9\epsilon\epsilon_0\mu/8d^3$, соответствует уровню моноэнергетических ловушек $N_t(E) = N \cdot \exp[-(E-E_c)^2/\Gamma^2]$.

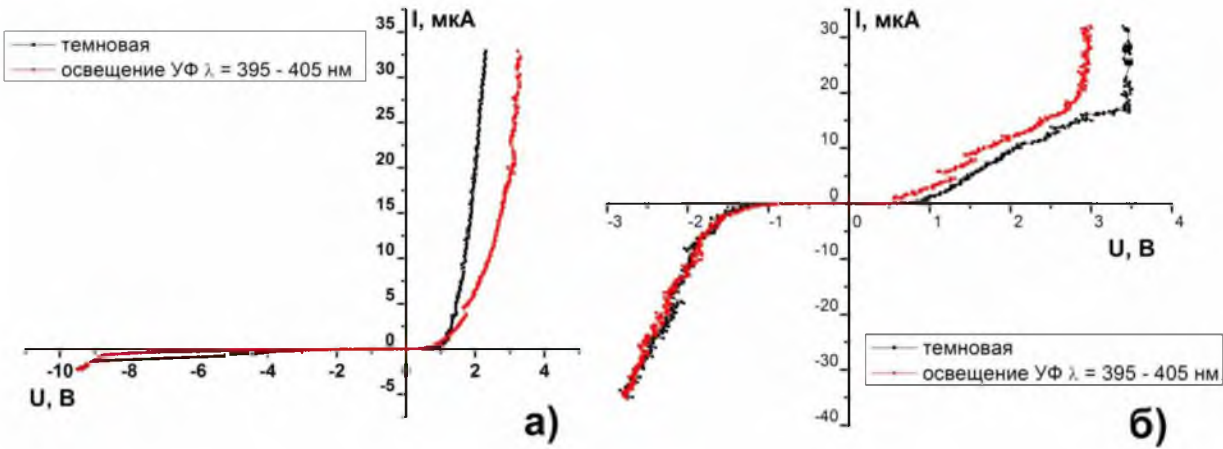


Рис. 5. Вольтамперные характеристики образца № 1 (а) и № 2 (б)

Fig. 5. Volt-ampere characteristics of a sample No. 1 (a) and No. 2 (b)

Если же степенная зависимость со степенью больше 2:

$$J = A \cdot U^m,$$
(24)

где $A = e^{1-l}\mu N_c/d^{2l+1} \cdot [\epsilon\epsilon_0 l/N_t(l+1)]^{l+1} \cdot [(2l+1)/(l+1)]^{l+1}$, $m = l+1$ и $l = T_i/T$, соответствует экспоненциальному распределению ловушек по энергии $N_t(E) = N_{0t} \cdot \exp[-(E-E_c)/kT_i]$. Закон ВАХ вида:

$$J = A \cdot U \cdot \exp(B \cdot U),$$
(25)

где $A = 2e\mu n_0/d$, $B = 2\epsilon\epsilon_0/eN_n kTd^2$ соответствует равномерному распределению с плотностью N_n .

Для определения вида закона ВАХ экспериментальные зависимости строятся в двойном логарифмическом масштабе $\log I - \log U$, что позволяет определить участки, описываемые степенным законом $I(U) \sim U^m$ и по тангенсу угла наклона этих прямых мож-



но определить степень m . Для определения участков ВАХ, описываемых экспоненциальным законом $I(U) \sim U \cdot \exp(U)$ графики ВАХ строят в координатах $\ln(I/U) - U$, в которых эти участки имеют вид отрезков прямых. Из полученных при подгонке коэффициентов A , B и m определяются такие параметры распределения плотности ловушек по энергии, как N_n , N_{t0} и T_t , благодаря чему можно построить определить глубину залегания хвоста зоны проводимости, плотность локализованных состояний на краю подвижности и оценить плотность состояний вблизи уровня Ферми (см. табл. 6)

Таблица 6
Table 6

Плотность состояний вблизи уровня Ферми
Density of states near Fermi's level

п/п	Глубина залегания хвоста зоны проводимости E_{CT} , эВ (темн./освещ.)	Плотность локализованных состо- яний на краю подвижности N_{ME} , $см^{-3} \cdot эВ^{-1}$ (темн./освещ.)	$N(E_F)$, $см^{-3} \cdot эВ^{-1}$
№1	0.546/0.447	$4.46 \cdot 10^{13} / 6.12 \cdot 10^{14}$	$1.62 \cdot 10^{11}$
№2	0.472/0.465	$2.39 \cdot 10^{14} / 6.06 \cdot 10^{15}$	$5.63 \cdot 10^{12}$

Заключение

Установлено, что структура поверхностного слоя, полученного в электролите состава $HF:C_2H_5OH$ представляла собой слой пористого кремния, заполненного вторичным аморфным кремнием, тогда как поверхностный слой, полученный в электролите состава $HF:C_3H_7OH$ являлся макропористым, покрытым сверху аморфизированной пленкой.

Было проведено исследование температурных и частотных зависимостей электропроводности, благодаря чему были установлены механизмы транспорта носителей заряда на постоянном и переменном токе. На постоянном токе наблюдалась активационная проводимость с энергий активации 0.114 ± 0.031 эВ для образца, полученного в электролите состава $HF:C_2H_5OH$, и 0.48 ± 0.11 эВ для образца, полученного в электролите состава $HF:C_3H_7OH$. Для первого, при температурах ниже 60K, наблюдалась двумерная прыжковая проводимость по Мотту, для второго, при температурах ниже 200K, наблюдалась прыжковая проводимость по Шкловскому-Эфросу. Подобное различие можно объяснить расщеплением уровня нейтральных дефектов вследствие такой особенности структуры данного слоя, как наличие большой удельной поверхности, что привело к увеличению концентрации дефектов типа оборванной связи.

Обнаружено, что транспорт носителей заряда на переменном токе осуществляется посредством прыжковой проводимости с коррелированным (за счет кулоновского взаимодействия) барьером по локализованным состояниям в хвосте зоны проводимости. Средняя глубина залегания уровней локализованных состояний W_m линейно растет с ростом температуры, причем коэффициент пропорциональности зависит от показателя скорости спада плотности состояний T_t , что согласуется с теорией дисперсионного переноса заряда в аморфных полупроводниках.

Исследование ВАХ показало наличие экспоненциального распределения плотности ловушек (хвоста зоны проводимости), переходящего затем в равномерное распределение.



Освещение образцов УФ-излучением приводило к уменьшению глубины залегания хвоста зоны проводимости, а также к повышению плотности ловушек, что можно объяснить фотоактивированным освобождением захваченных носителей заряда.

Захвалинский В.С. выражает благодарность за поддержку гранту РФФИ, проект № 15-42-03192.

Список литературы

References

1. Crandall R., Luft W. 1995. The Future of Amorphous Silicon Photovoltaic Technology. Progress in photovoltaics: Research and applications, 3: 315-331.
2. Deng X., Schiff E.A. 2003. Amorphous Silicon Based Solar Cells. Handbook of Photovoltaic Science and Engineering. Ed.7 - John Wiley & Sons. Ltd, Chapter 12: 505 - 566.
3. Dzhabarov T. 2013. Silicon Solar Cells with Nanoporous Silicon Layer. Solar Cells - Research and Application Perspectives. InTech, Chapter 2: 27-57.
4. Schropp R.E.I., Carius R., and Beaucarne G. 2007. Amorphous Silicon, Microcrystalline Silicon, and Thin Film Polycrystalline Silicon Solar Cells. MRS Bulletin, 32: 219 - 224.
5. Yerokhov V.Yu., Melnyk I.I. 1999. Porous silicon in solar cell structures: a review of achievements and modern directions of further use. Renewable and Sustainable Energy Reviews. N. 3: 291 - 322.
6. Ерохов В.Ю., Дружинин А.А. 2009. Кремний мультипористой структуры для фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии. Технология и конструирование в электронной аппаратуре, №3: 21 - 23.
7. Erokhov V.Yu., Druzhinin A.A. 2009. Silicon multi-porous structure for photovoltaic solar energy converters. Technology and design in electronic equipment. №3: 21 - 23.
8. Baranchugov V., Markevich E., Pollak E., Salitra G., Aurbach D. 2007. Amorphous silicon thin films as a high capacity anodes for Li-ion batteries in ionic liquid electrolytes. Electrochemistry Communications. N.9: 796-800.
9. Epur R., Ramanathan M., Beck F. R., Manivannan A., Prashant N. Kumta. 2012. Electrodeposition of amorphous silicon anode for lithium ion batteries. Materials Science and Engineering B, N.177: 1157-1162.
10. Lin D., Lu Z., Hsu P.-C., Lee H. R., Liu N., Zhao J., Wang H., Liu C., Cui Y. 2015. High Tap Density Secondary Silicon Particle Anodes by Scalable Mechanical Pressing for Lithium-ion Batteries. Energy & Environmental Science Accepted Manuscript.
11. Street R. A. 1991. Hydrogenated amorphous silicon. Cambridge: 417.
12. Fulop G. F., Taylor R. M. 1985. Electrodeposition of semiconductors. Annual Review of Materials Science, N.15: 197-210.
13. Lee C. H. and Kröger F. A.. 1982. Cathodic Deposition of Amorphous Alloys of Silicon, Carbon, and Fluorine. Journal of The Electrochemical Society, 129(5): 936 - 942.
14. Rama Mohan T. R. and Kroger F. A. 1982. Cathodic deposition of amorphous silicon from solutions of silicic acid and tetraethyl orthosilicate in ethylene glycol and formamide containing HF. Electrochimica Acta, 27(3): 371 - 377.
15. Takeda Y., Kanno R., Yamamoto O., Rama Mohan T. R., Chia-Hao Lee, Kroger F. A. 1984. Cathodic Deposition of Amorphous Silicon from Tetraethylorthosilicate in Organic Solvents. J. Electrochem. Soc.: Electrochemical science and technology, 128(6): 1221 - 1224.
16. Goryachev D. N., Belyakov L. V., and Sreseli O. M.. 2000. On the Mechanism of Porous Silicon Formation. Semiconductors, 34(9): 1090-1093.
17. Зимин С.П., Браги А.Н. 1999. Релаксация проводимости в закрытом пористом кремнии после термообработки. Физика и техника полупроводников, 33, вып. 4: 476 - 480.
18. Zimin S. P., Bragin A.N. 1999. Relaxation was carried out in closed porous silicon after heat treatment. Physics and Technology of Semiconductors. Vol. 33. - Vol. 4.: 476-480
19. Зимин С.П., Кузнецов В.С., Перч Н.В., Проказников А.В. 1994. К вопросу о механизме токопрохождения в структурах с пористым кремнием. Письма в ЖЭТФ, 20. вып.22.: 22 - 26.
20. Zimin S.P., Kuznetsov V.S., Perch N.V., Prokaznikov A.V. 1994. On the mechanism of current transmission in structures with porous silicon. Letters to JETP. Vol.20. Issue 22: 22 - 26.



18. Мотт Н., Дэвис Э. 1982. Электронные процессы в некристаллических веществах/ - 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Мир: 368 с, в 2 томах.
Mott N., Davis E. 1982. Electronic processes in non-crystalline substances / - 2 nd ed., Pererab. And additional. - Moscow: Mir: 368 s, in 2 volumes.
19. Шкловский Б.И. и Эфрос А.Л. 1997. Электронные свойства легированных полупроводников / Монография. М.: Наука.
Shklovsky and A.L. Efros Monograph. 1997. Electronic Properties of Doped Semiconductors. М.: Nauka.
20. Long A.R. 1982. Frequency-dependent loss in amorphous semiconductors. *Advances in Physics*, 31(5): 553-637.
21. Pike G.E. 1972. Conductivity of Scandium Oxide and a New Hopping Model for Conductivity. *Physical Review B*, 6(4): 1572 - 1580.
22. Elliott S.R. 1977. A theory of a.c. conduction in chalcogenide glasses. *Philosophic Magazine*, 36(6): 1291-1304.
23. Shimakawa K. 1982. On the temperature dependence of a.c.conduction in chalcogenide glasses. *Philosophical Magazine Part B*. N. 46:2: 123 - 135.
24. Pramanik M.H.A., Butcher P.N., Cox I.D.. 1983. The d.c. conductivity of chalcogenide films due to the correlated barrier hopping mechanism/ *Philosophical Magazine Part B*. N. 47(4): 437 - 443.
25. Tiedje T., Rose A.. 1980. A physical interpretation of dispersive transport in disordered semiconductors. *Solid State Communications*, 37: 49-52.
26. Ламперт М., Марк П. 1973. Инжекционные токи в твердых телах. М.:Мир, 413.
Lampert M., Mark P. Current injection in solids. М.: Mir: 413.